


0 - 768615

На правах рукописи



Кожевников Василий Юрьевич

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
С ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ ЧАСТИЦЕЙ**

01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Томск - 2008

Работа выполнена в ГОУ ВПО «Томский государственный университет» на кафедре теоретической физики физического факультета

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Козырев Андрей Владимирович

Официальные оппоненты: доктор технических наук, профессор
Бурдовицын Виктор Алексеевич;

доктор физико-математических наук,
профессор
Эпп Владимир Яковлевич

Ведущая организация: Институт электрофизики УрО РАН
(г. Екатеринбург)

Защита состоится «6» марта 2008 г. в 14 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.267.07 по присуждению учёной степени кандидата наук при Томском государственном университете (634050, г. Томск, пр. Ленина, 36)

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета

Автореферат разослан «28» января 2008 г.

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА КГУ



0000442698

Учёный секретарь
диссертационного совета Д 212.267.07
доктор физ.-мат. наук, ст. н. с.

И.В. Ивонин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В современной физике построение теоретических моделей различных процессов является, наряду с экспериментальными исследованиями, важнейшим инструментом изучения окружающей нас действительности. Актуальность исследований, представленных в диссертационной работе соискателя, объясняется прежде всего их широким практическим применением. Тлеющие и несамостоятельные разряды находят свое применение в качестве источников ионов, используемых для осаждения тонких плёнок и покрытий, для очистки поверхностей материалов, в качестве активной среды для электроионизационных лазеров. Рассматриваются также возможности использования несамостоятельного разряда в так называемых плазмохимических реакторах. Несмотря на то, что разряды нашли свое широкое применение в промышленных установках и достаточно хорошо изучены экспериментально, до сих пор существует ряд нерешённых фундаментальных проблем. Среди них стоит отметить отсутствие универсальных теорий, позволяющих определять параметры нормального тлеющего разряда.

Необходимость исследования вопросов электродинамического ускорения проводящих частиц также широко востребована, что объясняется необходимостью разработки установок для сепарации субмиллиметровых частиц золота из природных и техногенных месторождений. Сама идея ускорения металлических частиц с помощью электромагнитного поля не нова, однако, до настоящего момента, теоретические исследования данного вопроса не проводились. В связи с почти полным истощением крупнорассыпных месторождений золота, в настоящее время крайне актуальным становится изучение эффективных методов сепарации мелких частиц с учётом возможностей современной электрофизической техники.

Цель диссертационной работы. которую ставит перед собой автор диссертации, заключается в построении теоретических моделей, которые позволяли бы давать количественные оценки важнейших параметров исследуемых явлений. При этом особый акцент делается на получении точных или приближённых аналитических выражений.

Научная новизна

В диссертационной работе получены следующие новые результаты:

- впервые построена точно решаемая теоретическая модель нормального тлеющего разряда высокого давления с дрейфовым приближением движения заряженных частиц, в которой одновременно учитывались объёмные процессы рождения и гибели элементарных зарядов, а также полный объёмный заряд в рассматриваемой области;
- предложенная модель распространена на несамостоятельный разряд, разряд с ионизационным размножением и разряд с дополнительной эмиссией электронов с катода;
- впервые обоснована возможность реализации эффективного метода электродинамического ускорения электропроводящих частиц субмиллиметровых масштабов до скоростей порядка нескольких десятков см/с, путём воздействия на них импульсными магнитными полями.

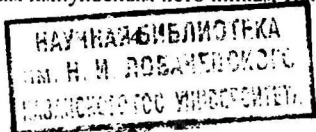
Практическая ценность работы и достоверность результатов

Представленная теория нормального тлеющего разряда высокого давления и её обобщения для случаев объёмного разряда с внешней ионизацией и дополнительной электронной эмиссией с катода позволяют рассчитывать вольтамперные характеристики разрядов в чистых газах высокого давления, а также в газовых смесях. Кроме того, модель объёмного разряда с внешней ионизацией и тройной рекомбинацией позволяет получать вольтамперные характеристики для газовых промежутков произвольной длины. Пределы применимости теории лежат от областей самостоятельного разряда до значений плотностей тока, соответствующих слабо аномальному разряду. Изменением параметра тока дополнительной эмиссии с катода можно получать вольтамперные характеристики тлеющих разрядов с полым катодом. Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием с экспериментальными данными для всех исследованных газов по основным параметрам разряда.

Практическая ценность результатов расчётов в рамках модели взаимодействия импульсного магнитного поля с электропроводящей частицей заключается в объяснении самой возможности сепарации субмиллиметровых частиц благородных металлов от побочных продуктов добычи. Приближённые аналитические решения позволяют определить оптимальные параметры конфигурации электромагнитов и используемых импульсов тока для достижения частицей наибольших скоростей. Работа выполнялась при финансовой поддержке в рамках Государственного контракта № 02.515.11.5003. Достоверность теоретических результатов подтверждена экспериментальными исследованиями, проведенными в Лаборатории прикладной электроники ИСЭ СО РАН.

На защиту выносятся следующие положения:

- Предложена внутренне непротиворечивая теоретическая модель прикатодной области тлеющего разряда с учётом объёмной гибели заряженных частиц, дрейфовые скорости которых определяются только локальными значениями напряжённости электрического поля. Показано, что корректная теория, позволяющая описать непрерывный токоперенос в газовом разряде высокого давления от катода до области квазинейтральной плазмы, должна обязательно учитывать объёмную гибель заряженных частиц. В рамках данной модели впервые были получены согласованные с известными экспериментальными данными совокупности основных параметров нормального тлеющего разряда для различных газов.
- Данная модель распространена на самостоятельный разряд, разряд с ионизационным размножением и разряд с дополнительной эмиссией электронов с катода. В рамках этих обобщений впервые были получены полные вольтамперные характеристики объёмного разряда для широкого диапазона плотностей токов в газоразрядных промежутках произвольной длины с включением внешней ионизации и/или дополнительной эмиссии электронов с катода. Полученные характеристики также находятся в хорошем согласии с экспериментом.
- Впервые теоретически обоснована возможность реализации метода электродинамического ускорения субмиллиметровых проводящих частиц в нестационарном и неоднородном магнитном поле до скоростей порядка нескольких десятков см/с. Исходя из возможностей современной электрофизической техники, предложена модель установки, позволяющей эффективно воздействовать на проводящие объекты малого размера с помощью двух электромагнитов, подключенных к сильноточным импульсным источникам тока.



Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 103 наименования. Каждая глава завершается перечислением основных выводов по ней. Общий объём работы составляет 131 страниц, в том числе 25 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели, научная новизна и практическая ценность работы, приведены положения, выносимые на защиту и кратко содержание.

В связи с тем, что диссертация защищается по специальности "теоретическая физика", автор счёл уместным в отдельной главе ввести читателя, не знакомого со специфической терминологией физики газового разряда, в курс обсуждаемых проблем. Этому введению в физику газового разряда посвящена первая глава. В разделе 1.1 дается современное определение классического тлеющего разряда. Там же приводятся характерные масштабы физических величин, свойственных ему. Отмечается, что общий вид разрядного промежутка представляет собой чередование тёмных и светлых полос. Несмотря на наличие довольно-таки сложной визуальной структуры, обращается внимание на то, что фактически всё межэлектродное расстояние можно условно разделить на прикатодную область, положительный столб и прианодную область. Следует отметить, что эксперимент убедительно подтверждает, что наиболее существенной частью разряда является прикатодный слой. Наличие же сложной картины свечения непосредственно не связано с поддержанием тока разряда. С точки зрения распределений физических характеристик, измеренных в промежутке, таких как напряжённость поля, концентрации частиц и их токов, описание разряда в терминах приэлектродных слоёв представляется наиболее рациональным. В разделе 1.2 описываются процессы, моделирование которых необходимо для описания объёмного разряда с дрейфовым приближением движения заряженных частиц: движение в режиме дрейфа, ударная ионизация Таунсенда, трехчастичная рекомбинация, ионизация газа внешним источником, вторичные процессы рождения заряженных частиц. Здесь же приводятся математические объекты наиболее, с точки зрения автора, подходящие для описания перечисленных явлений. Раздел 1.3 кратко объясняет суть так называемых законов подобия в разрядах. В разделе 1.4 описывается сущность явления пробоя в газах. На основании введённых обобщённых описаний процессов в разряде выводятся хорошо известные закон усиления внешнего тока эмиссии и выражение для зависимости пробивного напряжения от межэлектродного расстояния. Заключительный раздел 1.5 посвящен описанию вольтамперной характеристики разряда. Здесь, в частности, говорится о том, что вольтамперная характеристика тлеющего является одним из наиболее ценных результатов любой модели, а также обрисовывается общий недостаток дрейфовых моделей, связанный с невозможностью воспроизводить характеристики реально наблюдаемых в эксперименте разрядов.

Во второй главе представлен литературный обзор моделей с дрейфовым приближением, в которых моделируется ряд элементарных процессов, охарактеризованных в первой главе. Вводный раздел 2.1 ещё раз подчеркивает, что описание тлеющего разряда фактически сводится к моделированию его прикатодной области, при этом остальные части разряда выполняют пассивную функцию, обеспечивая проводимость оставшейся части промежутка. Впервые, теория

нормального тлеющего разряда, основанная на использовании дрейфового приближения (см. раздел 2.2) была сформулирована еще в 1934 году¹. Она представляла собой модель, в которой, на основании экспериментальных наблюдений, распределение электрического поля прикатодной области считалось линейным. На основании данных приближений модель катодного падения напряжения позволяла строить вольтамперные характеристики тлеющих разрядов для большинства газов. Универсальность теории, к сожалению, нивелировалась тем, что ни для одного из рассмотренных газов не удавалось получить согласие с экспериментом по нормальной плотности тока разряда даже в пределах порядка величины. Дальнейшее развитие данного направления, предложенное в 1958 году², кратко описывается в разделе 2.3. Автор оригинальной статьи высказал точку зрения, что неудачи модели Энгеля-Штенбека объясняются выбором слишком простых аппроксимация для скоростей дрейфа и коэффициента Таунсенда. Кроме того, он отказался от рассмотрения только катодного слоя и линейного распределения поля в нём. Результаты расчётов показали, что уточнение аппроксимаций, кроме существенного усложнения вычислительной части задачи, не привело к сколь угодно удовлетворительному согласию расчётных данных с экспериментом. В разделе 2.4 изложена теория прикатодной области нормального тлеющего разряда при средних давлениях, предложенная Ульяновым в 1971 году³. Эта модель основана на наблюдении, которое заключается в том, что прикатодная область непосредственно примыкает к плазме отрицательного свечения, откуда происходит инжекция ионного тока, образовавшегося там благодаря процессам ионизации газа быстрыми электронами. На основании приведённых точных аналитических решений следует отметить, что согласие с экспериментом удаётся достигнуть при введении в катодный слой необоснованно большой доли ионного тока, которая на границе с плазмой реально не существует. В разделе 2.5 подводятся краткий итог исследования моделей с дрейфовым приближением. Основной недостаток перечисленных моделей заключался в их внутренней физической противоречивости. Это привело к тому, что среди специалистов модели такого рода потеряли популярность. Более поздние работы⁴ предлагали альтернативный подход к описанию нормального тлеющего разряда с точки зрения физической кинетики процессов в разряде. Такие модели не являются универсальными, однако позволяют получить согласие с экспериментом по важнейшим наблюдаемым параметрам для гелия и неона.

В третьей главе излагается оригинальная теория нормального тлеющего разряда повышенного давления с дрейфовым приближением движения зарядов. В разделе 3.1 описаны основные приближения, на которых основывается математическая модель, указаны граничные условия и приведены дифференциальные уравнения модели. Новизна данной теории заключается в том, что она впервые представляет собой замкнутую и самосогласованную одномерную математическую модель прикатодной области тлеющего разряда. Физическая непротиворечивость достигается тем, что одновременно учитываются процессы как рождения, так и

¹ Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Т. 2. Свойства газовых разрядов. Технические применения. – М.: ОНТИ НКТП СССР, 1936, 383 с.

² Ward A.L. Calculations of Cathode-Fall Characteristics // J. Appl. Phys. – 1962. – 33, 2789

³ Ульянов К.И. Теория нормального тлеющего разряда при средних давлениях // ТВТ. – 1972. – т. 10. № 5, с. 931-938

⁴ Райзер Ю.И. Современный уровень понимания явлений в катодных частях тлеющего разряда // ТВТ – 1986. – т. 24, № 5, с. 984-994

гибели заряженных частиц. Кроме того, модель учитывает полный объёмный заряд частиц. На основании этих приближений можно записать систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \frac{dE}{dx} &= - \left(\frac{j_+}{v_+} - \frac{j_-}{v_-} \right), \\ \frac{dj_+}{dx} &= (\beta - \alpha(E/p))(j - j_+), \\ \frac{dj_-}{dx} &= (\alpha(E/p) - \beta)j_-, \end{aligned} \quad (1)$$

где E – электрическое поле в промежутке, j_+ и j_- – плотности тока ионов и электронов соответственно, α – коэффициент Таунсенда, β – параметр, характеризующий гибель заряженных частиц, v_+ и v_- – скорости дрейфа ионов и электронов соответственно.

Благодаря введению слагаемого β система уравнений (1) имеет стационарную точку, которая соответствует напряжённости электрического поля E_f в плазме. Фактически, задание члена, описывающего гибель зарядов, позволяет определить ненулевое поле в положительном столбе, которое необходимо для токопереноса на правой границе прикатодной области.

В разделе 3.2 приводится общее аналитическое решение системы уравнений (1), которое записано в безразмерном виде

$$\frac{dz}{da} = -(1-z) \left(\frac{1}{\lambda^{1/y}} - \frac{1}{\lambda} \right), \quad \frac{dy}{da} = -J \frac{z - \delta}{y^N (1 - \delta)} \quad (2)$$

с граничными условиями, заданными на катоде и в плазме:

$$z(a=0) = \frac{1 - z_{cm}}{1 + \gamma}, \quad y(a=0) = y_c, \quad z(y=1) = \delta \quad (3)$$

где $z = j_+/j$ – доля ионного тока по отношению к полному, y – безразмерная напряжённость поля, a – безразмерная координата, y_c – напряжённость поля на катоде, δ – доля ионного тока в плазме, λ – безразмерный параметр, характеризующий гибель зарядов в прикатодной области, γ – постоянная вторичных процессов, $z_{cm} = j_{cm}/j$ – доля дополнительной электронной эмиссии тока с поверхности катода. Полная плотность тока задается безразмерным параметром J . Напряжённость электрического поля нормирована на значение поля в плазме E_f . Оказывается, что система (2) с граничными условиями (3) может быть проинтегрирована для произвольного значения y_c , которое однозначно определяет полную плотность тока разряда (4) $J(y_c)$ с помощью дополнительного граничного условия для z в плазме

$$J(y_c) = \int_1^{y_c} \left(\frac{1}{\lambda^{1/y}} - \frac{1}{\lambda} \right) y dy \Big/ \frac{1}{1 - \delta} \int_{\delta}^{(1 - z_{cm})/(1 + \gamma)} \frac{z - \delta}{1 - z} dz \quad (4)$$

Напряжённость электрического поля $y(a)$ и доля ионного тока $z(a)$ представляются аналитическими выражениями

$$z(y) = 1 + (1 - \delta) \cdot \Lambda \left(- \exp \left\{ -1 - \frac{f(y)}{J(y_c)} \right\} \right), \quad f(y) = \frac{1 - y^2}{2\lambda} + y^2 E_1 \left(\frac{\ln \lambda}{y} \right) - E_1(\ln \lambda) \quad (5)$$

$$a(y) = \frac{1 - \delta}{J(y_c)} \int_{y_c}^y \frac{y dy}{\delta - z(y)} \quad (6)$$

где Λ и E – специальные функции.

На основании полученных аналитических решений (5)-(6) в разделе 3.3 проводится анализ структуры прикатодной области нормального тлеющего разряда.

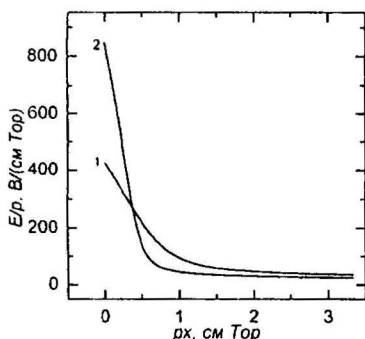


Рис. 1. Профили распределения напряженности электрического поля в прикатодной области тлеющего разряда в азоте 1 - $y_c = 20$, 2 - $y_c = 40$

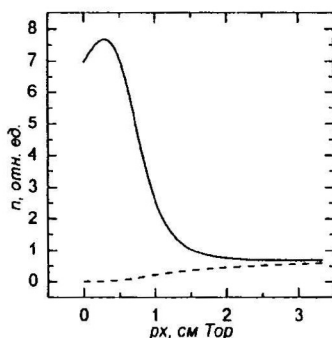


Рис. 2. Профили распределения концентраций ионов (сплошная линия) и электронов (пунктирная линия) в прикатодной области тлеющего разряда при напряженности электрического поля на катоде $y_c = 20$

Выясняется, что данная область условно разделена на слой объемного заряда (катодный слой), характеристики которого сходны с вычислениями Ульянова, и промежуточный слой (рис. 1, рис. 2). В последнем, процессы гибели и рождения заряженных частиц почти полностью уравниваются друг друга, поэтому, в отличие от известной линейной структуры катодного слоя промежуточный слой отличается экспоненциальным спадом напряженности поля до стационарных значений в плазме. Линейные размеры промежуточного слоя на порядок превышают длину катодного слоя, а падение напряжения на нем может составлять до 30% от полного значения.

В следующих разделах 3.4 и 3.5 приводятся приближенно-аналитические решения системы (2) для слоя объемного заряда и для промежуточного слоя отдельно друг от друга. Особенностью решения для слоя объемного заряда является его независимость от параметра λ , что указывает на существенную роль механизма Таунсенда в формировании большого объемного заряда вблизи катода. Решения (2) для промежуточного слоя включают параметр λ в виде $\ln \lambda$. Это облегчает задание λ , для которого фактически достаточно определить лишь порядок величины.

Раздел 3.6 целиком посвящен вычислениям вольтамперных характеристик разряда по формуле, состоящей из двух слагаемых, которые в отдельности определяют падение напряжения в катодном слое u_c и промежуточном слое u_s

$$u_r(y_c) = u_c(y_c) + u_s(J(y_c)) \approx \frac{1}{2} \frac{y_c^{3/2}}{J(y_c) \ln \lambda} + \frac{(1+\gamma)}{1-z_{em}} \sqrt{\frac{\lambda}{J(y_c) \ln \lambda}} \quad (7)$$

Указанная зависимость (7) имеет минимум, лежащий в области экспериментально наблюдаемых плотностей токов (рис. 3), в то время как зависимость $u_c(J)$ количественно повторяет зависимости, полученные другими исследователями (Ворд, Ульянов, Энгель). Вариацией параметра дополнительной эмиссии z_{em} можно добиться существенного смещения минимума характеристики, чего не удавалось сделать для $u_c(J)$, в область больших плотностей токов и меньших напряжений, что имеет место в

тлеющих разрядах с полым катодом (рис. 4). Кроме того, аномальные ветви у полной вольтамперной характеристики более пологи, что также количественно соответствует эксперименту.

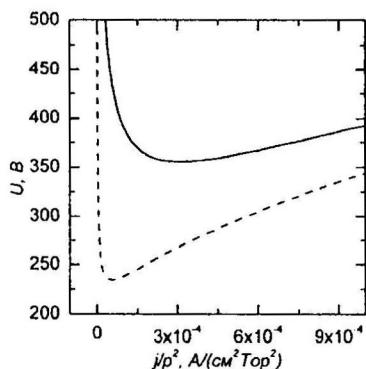


Рис. 3. Вольтамперные характеристики слоя объемного заряда в азоте (пунктирная линия) и прикатодной области в целом (сплошная линия) без учёта дополнительного эмиссионного тока с катода ($z_{em} = 0$).

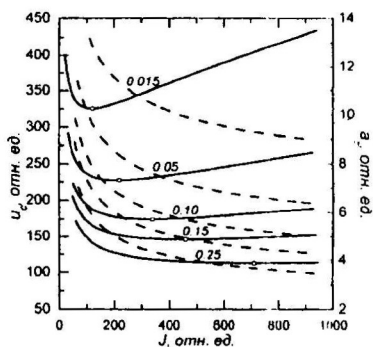


Рис. 4. Вольтамперные характеристики прикатодной области (сплошные линии, ось ординат слева) и зависимости лиризм слоя объемного заряда от плотности тока тлеющего разряда (штриховые линии, ось ординат справа). В расчёте приняты значения параметров $\delta = 0,005$ и $\lambda = 10^7$, величины параметра γ указаны рядом с соответствующими кривыми. Светлыми точками отмечен режим нормального тлеющего разряда.

В разделах 3.7 и 3.8 приводятся результаты расчётов нормальной плотности тока, напряжения горения и длины слоя объемного заряда в рамках данной модели. Известно, что, начиная с работы Энгеля, основным недостатком большинства локальных моделей тлеющего разряда было слишком плохое соответствие расчётов нормальной плотности тока с экспериментом. Предлагаемая в третьей главе теория прикатодной области тлеющего разряда не только лишена указанного недостатка, но и позволяет по-новому взглянуть на причины неудач моделей, обзор которых приведён во второй главе. В качестве подтверждения корректности данной дрейфовой модели автор диссертации предлагает результаты расчётов нормальной плотности тока, напряжения горения и длины катодного слоя без учёта дополнительного тока эмиссии ($z_{em} = 0$) для наиболее хорошо изученных экспериментально газов (см. Таблицу).

Таблица. Параметры нормального тлеющего разряда. Серым цветом выделены значения, соответствующие экспериментальным данным, белым — расчётные.

Воздух	Аргон	Азот	Гелий	Криптон	Ксенон	Водород	Неон
Плотность тока нормального тлеющего разряда, $\mu A/(cm^2 \cdot Torr^2)$							
330-370	20-160	380-400	2,2-5	43	16	64-110	5-18
420	75	320	6	47	55	130	28
Напряжение горения нормального тлеющего разряда, В							
180-370	64-165	157-233	59-177	215	306	94-376	75-220
275	160	350	80	200	272	298	180
Ширина слоя объемного заряда в нормальном тлеющем разряде, см·Тор							
0,24-0,52	0,29-0,33	0,31-0,42	1,30-1,45	0,26	0,23	0,16-1,0	0,64-1,62
0,44	0,60	0,60	1,30	0,36	0,50	1,2	0,70

Для аномального разряда результаты расчётов также согласуются с экспериментальными наблюдениями для таких областей токов, при которых используемые для построения модели приближения корректны. В частности это проиллюстрировано на примере азота и аргона.

В четвёртой главе излагается оригинальная теория объёмного разряда с внешней ионизацией и тройной рекомбинацией заряженных частиц в газе высокого давления. Раздел 4.1 содержит основные теоретические положения модели, которая позволяет, наряду с самостоятельным режимом горения разряда, рассматривать несамостоятельный разряд. Последнее обеспечивается дополнением модели источником внешней ионизации, характеризуемого постоянной объёмной скоростью процесса Ψ . В разделе 4.2 описывается математическая модель разрядного промежутка с внешней ионизацией. Её дифференциальные уравнения (8) содержат реальное слагаемое, отвечающее за гибель заряженных частиц с помощью механизма трёхчастичной рекомбинации. Данное обстоятельство позволяет решить вопрос о корректности введения модельного слагаемого β , которое использовалось ранее.

$$\begin{aligned} -\frac{dj_+}{dx} &= \alpha j_e - e\beta n_e n_+ + e\Psi, \\ \frac{dj_e}{dx} &= \alpha j_e - e\beta n_e n_+ + e\Psi, \\ \frac{dE}{dx} &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{j_+}{v_+} - \frac{j_e}{v_e} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

Раздел 4.3 посвящён численному решению системы уравнений (8) с граничными условиями, заданными на катоде и аноде для длинного промежутка. Здесь подчёркивается, что в длинных промежутках предложенная модель позволяет достраивать вольтамперную характеристику разряда в область плотностей токов, свойственных несамостоятельному режиму горения. Так как искажение поля тлеющего разряда с внешней ионизацией существенно только в приэлектродных областях, а их линейные размеры много меньше квазинейтральной области, то расчёт вольтамперной характеристики может производиться как с помощью решений системы (8), так и с помощью элементарной теории, учитывающей только падение напряжения на положительном столбе (пример изображён на рис. 5). Наибольший интерес данная теория представляет для случаев коротких промежутков, в которых искажением электрического поля в приэлектродных слоях пренебрегать нельзя (раздел 4.4).

Характеристики прикатодных областей для фиксированного значения полной плотности тока в самостоятельном режиме совпадают. Рассматриваемая теория подтверждает, что структура приэлектродной области в самосогласованной задаче состоит из слоя объёмного заряда и промежуточной области. Минимумы вольтамперных характеристик (рис. 6) находятся в области экспериментально наблюдаемых значений. Для больших объёмных скоростей внешней ионизации и коротких промежутков, вольтамперная характеристика представляет собой непрерывно возрастающую кривую, что также имеет место в эксперименте, в том числе и для так называемого затруднённого разряда.

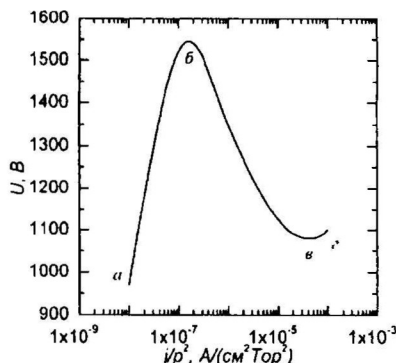


Рис. 5. Вольтамперная характеристика протяжённого газового промежутка длиной $pl = 25$ см·Тор в азоте. Другие параметры: $\Psi = 10^{18}$ см³с⁻¹, $p = 760$ Тор.

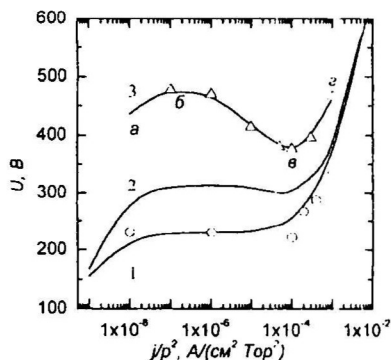


Рис. 6. Вольтамперная характеристика газовых промежутков с длинами: 1 - $pl = 1$ см·Тор, 2 - $pl = 2$ см·Тор и 3 - $pl = 4$ см·Тор при значении обьёмной скорости внешней ионизации - $\Psi = 10^{18}$ см³с⁻¹ и давлении $p = 760$ Тор. Кружками и треугольниками отмечены точки вольтамперной характеристики самостоятельного разряда ($\Psi = 0$) для $pl = 1$ см·Тор и $pl = 4$ см·Тор соответственно.

Пятая глава посвящена построению моделей движения электропроводящих частиц, имеющих субмиллиметровые размеры.

Раздел 5.1 является введением в проблему электродинамической сепарации проводящих частиц. Принцип ускорения проводящих частиц основан на взаимодействии нестационарного и неоднородного магнитного поля с токами Фуко, им же индуцированными. Если образовавшийся в частице магнитный момент ориентируется по направлению поля, то сила, действующая на частицу, выталкивает её из области с большим магнитным потоком. Для субмиллиметровых частиц, магнитное поле не претерпевает изменений в объёме, так как толщина скин-слоя, при допустимых частотах, сравнима с линейными размерами объектов. В следующем разделе 5.2 приводится подробный вывод выражения для силы Ампера, действующей на ограниченное в пространстве распределение тока

$$F \approx (\mu V) B \quad (9)$$

где μ - магнитный момент, B - внешнее магнитное поле. При выводе учитывается, что внешнее поле является безвихревым. В разделе 5.3 вычисляется горизонтальная составляющая магнитного момента частицы, которую для простоты считаем цилиндром высоты h , с радиусом основания R .

$$\mu_x = -\frac{\sigma V R^2}{8} \frac{dB(x,t)}{dt} \quad (10)$$

где σ - удельная проводимость материала частицы, V и R - её объём и радиус. нас будет интересовать только движение частицы вдоль её оси симметрии, поэтому нерелятивистское уравнение движения можно записать в одномерном виде

$$mx''(t) = -\frac{\sigma V R^2}{8} \frac{\partial B(x,t)}{\partial x} \left(\frac{\partial B(x,t)}{\partial t} + x'(t) \frac{\partial B(x,t)}{\partial x} \right) \quad (11)$$

где m - масса частицы. В общем случае считается, что в начальном момент времени

$$x(t=0) = x_0, \quad x'(t=0) = v_0 \quad (12)$$

В разделе 5.4 представлена теоретическая модель движения проводящей частицы вдоль оси симметрии плоской магнитной катушки. Для такого электромагнитного петрудно рассчитать магнитное поле на его оси. Подставляя его в (11) получаем нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, описывающее поведение частицы в данной конфигурации магнитного поля. В качестве основного объекта исследований здесь выступает зависимость скорости частицы от времени. Наиболее важно её значение в момент окончания импульса тока. Именно с этого момента начинается процесс сепарации. Современные возможности электрофизической техники накладывают ограничения на форму и длительность сильноточного сигнала в цепи катушек. Типичные периоды таких импульсов составляют 20-200 нс при амплитуде в несколько килоампер.

Численные расчёты показывают, что за время, равное нескольким полным периодам колебания тока в катушках, частица смещается из начального положения не более чем несколько десятков микрон, поэтому её можно считать неподвижной. Отсюда можно записать приближённое аналитическое решение уравнения в относительных единицах для произвольного безразмерного импульса тока $J(\tau)$ (где $\tau = \omega t$ - безразмерный параметр времени, ω - частота импульса)

$$v(\tau) \equiv x'(\tau) = v_0 - Q\phi_1 \frac{J^2(\tau)}{2} \quad (13)$$

где v_0 - безразмерная начальная скорость, Q и ϕ_1 - постоянные величины, $J(\tau)$ - безразмерная функция тока. На рис. 7 изображено решение (13) для одиночного двухполупериодного синусоидального импульса тока. Очевидно, что скорость частицы в конце импульса не отличается от начального значения. Промежуточная величина скорости может составлять несколько см/с, что, однако, не является результативным для ускорения частицы.

Численные расчёты показывают, что увеличение длительности импульса тока не приводит к заметному росту конечной скорости частицы. Это происходит вследствие того, что при изменении величины поля, магнитный момент каждый раз переориентируется таким образом, что суммарная работа силы Ампера стремится к нулю. Оригинальный метод решения данной проблемы изложен в разделе 5.5, где предлагается создать в точке нахождения частицы эффект «бегущего» магнитного поля. Предлагается сделать это с помощью двух катушек, по которым пропускаются одинаковые по форме импульсы тока, запаздывающие на время T_0 , которое не превышает половины длительности каждого из импульсов (рис. 8).

Если считать, что частица находится в начале координат, а катушки равноудалены от неё и расположены соосно, то продольная компонента напряжённости магнитного поля $B(x, t)$ будет суперпозицией полей катушек на их оси. В данном случае численные расчёты также показывают, что за время действия суммарного импульса частица существенно не меняет своего положения. Исходя из чего, можно записать приближённое аналитическое решение (11) для двух катушек

$$v(\tau) \equiv x'(\tau) = v_0 + Q\phi_2 \int (J_1 - J_2) \frac{\partial (J_1 + J_2)}{\partial \tau} d\tau \quad (14)$$

где J_1 и J_2 - безразмерные импульсы тока. В случае, когда импульсы полностью одинаковы и синхронизированы, мы получаем тривиальный результат. Зависимость конечного значения скорости от параметра T_0 имеет максимум, определяемый

длительностью импульса. Так при $T_0 \approx 0,21T$ для двухполупериодных импульсов конечное значение скорости будет максимальным. Следует отметить, что для различных значений T_0 скорость частицы в конце импульса будет больше начальной. На рис. 9 приведены графики скорости для двухполупериодных импульсов.

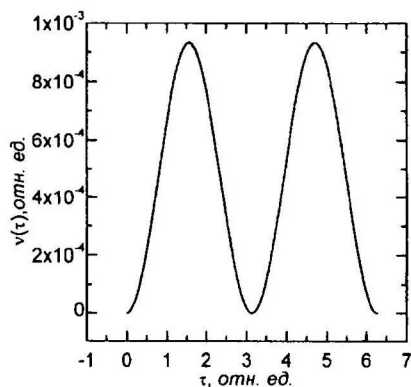


Рис. 7. Зависимость скорости частицы от времени при нулевой начальной скорости и начальной координате $\chi_0 = 1$

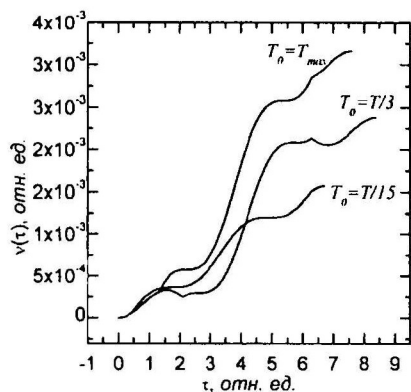


Рис. 9. Зависимости скоростей частицы ($R = 0,1$ мм) от времени для двухполупериодных импульсов тока с различными временами запаздывания T_0 одного из них при нулевой начальной скорости частицы $v_0 = 0$.

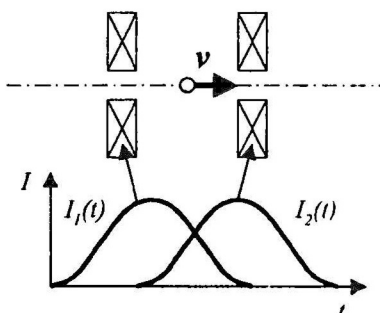


Рис. 8. Схематическое изображение конфигурации установки из двух магнитных катушек, которые используются для создания в точке нахождения частицы бегущего магнитного поля. Ниже изображён график двух импульсов тока, имеющих равные частоту и амплитуду, но запаздывающие на некоторое время T_0 .

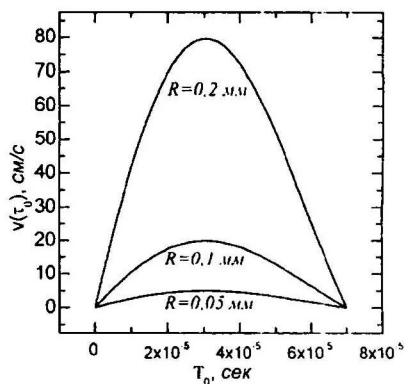


Рис. 10. Зависимости скоростей частиц субмиллиметровых размеров в конце суммарного импульса тока от значения времени относительного запаздывания импульса T_0 в катушках. Параметры катушек $R_1 = 1$ мм, $R_2 = 10$ мм, $N = 16$ и $d = 3$ мм. Через обмотку каждой из катушек пропускаются двухполупериодные импульсы тока одинаковой полярности с амплитудами $I_0 = 5$ кА и периодами $T = 140$ мкс.

В данном случае работа силы Ампера всегда больше нуля, хотя в некоторых случаях за счёт персориентации магнитного момента частица теряет некоторую долю импульса. Для T_0 , близких к оптимуму, наибольшее ускорение частица имеет в промежутке времени, когда включены обе катушки. На рис. 10 показана зависимость конечного значения скорости от T_0 . Расчёты показывают, что, при современных возможностях электротехники, не представляет особого труда получать скорости проводящих частиц величиной в десятки см/с, что вполне достаточно для осуществления сепарации. Отметим также, что длительность суммарного импульса существенно влияет на величину конечной скорости. Предполагается использование этой возможности в установках для сепарации, где подбор оптимальных параметров или мощности импульсов, в силу определенных причин, затруднён. В заключении приходится критерий применимости данной теории, накладывающий ограничение на длительность воздействия на частицу, исходя из оценки толщины скин-слоя в металле

$$T \gg \mu_0 \sigma R^2 \quad (15)$$

В заключении сформулированы основные результаты работы:

- Впервые построена одномерная теоретическая модель нормального тлеющего разряда высокого давления с объёмной гибелью заряженных частиц, скорости которых определяются только локальными значениями напряжённости электрического поля. Модель позволяет оценивать длину катодного слоя, напряжение горения и полную плотность тока для произвольного газа или газовой смеси. Для целого ряда газов – азота, аргона, криптона, гелия, водорода, воздуха, ксенона – для которых горение нормального тлеющего разряда исследовано наиболее полно, впервые получено хорошее согласие с экспериментом. Данная модель позволяет также корректно оценивать параметры слабо аномального тлеющего разряда в произвольном газе высокого давления. К числу несомненных достоинств теории следует отнести наличие точного решения, упрощающего рассмотрение всех физических параметров задачи.

- На основании предложенной автором теории нормального тлеющего разряда повышенного давления была сформулирована модель объёмного разряда с внешней ионизацией газа в промежутке и дополнительной эмиссией электронов с катода. Среди наиболее значимых результатов новой модели следует отметить возможность построения непрерывной вольтамперной характеристики разряда в коротком разрядном промежутке, начиная с плотностей токов, соответствующих несамостоятельному режиму горения разряда, и заканчивая плотностями тока, соответствующих слабо аномальному тлеющему разряду. Здесь же изложен метод упрощённого расчёта катодного падения напряжения, основанный на добавлении падения напряжения на столбе плазмы к значениям, полученным для короткого промежутка.

- Впервые подробно изучена возможность электродинамической сепарации проводящих частиц субмиллиметровых размеров посредством воздействия на них нестационарного и слабо неоднородного магнитного поля. Было показано, что в условиях, которые можно создать с помощью современной электрофизической техники, максимальное значение скорости, которое можно сообщить субмиллиметровой частице составляет десятки сантиметров в секунду. Анализ возможных конфигураций магнитного поля показал, что наиболее важной расчётной характеристикой является значение скорости объекта в конце импульса поля. Установлено, что достичь значительных конечных скоростей возможно только при такой конфигурации установки, в которой в точке нахождения частицы создается

бегущее магнитное поле. Данная конфигурация полей, в простейшем случае, создается двумя одинаковыми соосно расположенными катушечными электромагнитами концентрической формы, через которые пропускаются мощные запаздывающие друг относительно друга синусоидальные импульсы тока. С помощью приближённого аналитического решения уравнения движения частицы, для простейших форм импульсов, установлены параметры времени оптимального запаздывания, соответствующие наибольшему значению конечной скорости.

Список публикаций по теме диссертации:

1. Кожевников В.Ю., Козырев А.В. Расчёт вольтамперной характеристики объёмного разряда высокого давления с внешней ионизацией газа // Известия ВУЗов. Физика. – 2007. - №8, с. 34-41
2. Kozhevnikov V.Yu., Kozurev A.V. Theory of Glow Discharge With Additional Ionization // Proceedings of 10th International Conference on Gas Discharge Plasmas and their Technological Applications. – 2007. – Tomsk, pp. 47-48
3. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Королев Ю.Д. Теория нормального тлеющего разряда повышенного давления // Известия ВУЗов. Физика. – 2006. - №2, с. 71-77
4. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Королев Ю.Д. Дрейфовая модель прикатодных областей тлеющего разряда // Физика плазмы. – 2006.- т.32, № 11, с. 1027-1038
5. Кожевников В.Ю., Козырев А.В. Вольтамперная характеристика объёмного разряда в газе высокого давления // принята к публикации в Теплофизике высоких температур, 2008
6. Дядин В.И., Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Сочугов Н.С. Импульсная электродинамическая сепарация малых проводящих частиц // Письма в ЖГФ, 2008, т. 34, вып. 3.
7. Дядин В.И., Кожевников В.Ю., Козырев А.В. Электродинамическое ускорение малых проводящих частиц // Известия ВУЗов. Физика. – 2008. - №1

10 =

Тираж 100. Заказ № 32.
Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40